

МЕХАНИЗМЫ ВЛИЯНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СТАЛЕЙ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНУЮ ПРОНИЦАЕМОСТЬ

Показано, что перегибы на петлях гистерезиса малоуглеродистой стали Ст3 после ее пластической деформации обусловлены появлением в части зерен состояния типа легкой плоскости. Найдены значения остаточных напряжений, определяющих максимумы дифференциальной проницаемости на петле гистерезиса. Разработана теоретическая модель, позволившая найти местоположения максимумов зависимостей дифференциальной проницаемости от поля на нисходящей спинке петли гистерезиса, близкие к их экспериментальным значениям.

Ключевые слова: пластическая деформация, дифференциальная проницаемость, намагниченность, петли гистерезиса.

V. G. Kuleev, T. P. Tsarkova, E. Ju. Sazhina, A. S. Dorochek

MECHANISMS OF EFFECT OF PLASTIC DEFORMATION STEEL ON DIFFERENTIAL PERMEABILITY

It is shown that kinks on the hysteresis loop of low-carbon steel St3 after plastic deformation due to the appearance of the grain in the state such as the easy plane. The values of residual stress, determined by the maximum differential permeability on the hysteresis loop. The theoretical model that allows you to find the location of the maximum of the differential permeability of the field at the back of the downward hysteresis loop close to their experimental values.

Keywords: plastic deformation, differential permeability, magnetization, hysteresis loop.

Если ранее исследователями основное внимание обращалось на усредненные характеристики поликристаллической стали, как целого (упругие, магнитные, магнитоупругие), то в настоящее время оно переключилось на изучение процессов взаимодействия на уровне отдельных зерен поликристалла, учета их анизотропии (например, модуля Юнга, внутренних напряжений) при внешних воздействиях поля и напряжений, приводящих к упругим и пластическим деформациям [1] .

В работах [2–3] показано, что пластическое растяжение первоначально изотропной отожженной поликристаллической стали приводит к образованию в ней ансамбля сильно сжатых зерен с $\sigma_i^m(\varepsilon_{пл}) \approx 0,7 \div 0,8 \sigma_T(\varepsilon_{пл})$, где $\sigma_T(\varepsilon_{пл})$ – предел текучести стали в области упрочнения. Для возникновения этих напряжений достаточно одновременного действия трех факторов: обратимости разгрузки после деформации, анизотропии модуля Юнга E (в зерне стали) и наличия большеугловых границ между соседними зернами. Последнее приводит к заметному различию модулей Юнга граничащих зерен, и, соответственно, к появлению упомянутых выше больших сжимающих остаточных напряжений в том зерне, у которого модуль Юнга больше [3]. Наличие ансамбля сжатых зерен в стали приводит к тому, что ее доменная структура (ДС) разбивается на две магнитные подсистемы: 1) относительно магнитномягкую подсистему, у которой критические поля перемagnetизации мало отличаются от их исходных значений (имевших место до пластической деформации); условно обозначим среднее значение этих полей через $H_c^{180}(\varepsilon_{пл})$; 2) и магнитножесткую подсистему в сжатых зернах с коэрцитивной силой H_c^{90} , которая практически равна магнитоупругому полю

$$H_\sigma = [3\lambda_{100} \sigma_i(\varepsilon_{пл})] / (2M_s) < 0 ; |H_\sigma| \cong H_c^{90} ; \quad (1)$$

здесь λ_{100} – константа магнитострикции железа, M_s – намагниченность насыщения, $H_c^{90} \gg H_c^{180}$.

Наличие в пластически деформированных сталях двух магнитных подсистем приводит, как показано в работах [2–3], к резкому изменению всех её магнитных параметров. В настоящее время остались нерассмотренными влияние пластических деформаций сталей на форму их петель гистерезиса $B(H)$, а также на зависимости их дифференциальных магнитных проницаемостей от поля $\mu_d(H)$. Исследованию этих явлений и посвящена настоящая работа, целью которой помимо проведения соответствующих экспериментов было создание теоретической модели, позволяющей вычислить как местоположения пиков дифференциальной проницаемости, так и их относительные величины.

Экспериментальные результаты

Предельные петли гистерезиса $B(H)$ измерялись на измерительном комплексе REMAGRAF C-500 на образцах стали Ст3 после пластических деформаций. Зависимости $\mu_d(H)$ получались дифференцированием петли гистерезиса. Размеры образцов при $\varepsilon_{пл} = 0$: длина 271,6 мм, поперечное сечение $2 \times 3 \text{ мм}^2$. По минимуму зависимости $H_c(\sigma)$ определяли максимальную величину остаточных сжимающих напряжений первого рода $\sigma_i^m(\varepsilon_{пл})$. Эти измерения проводились на установке, описанной в [2-3].

На рис. 1, а-г представлены кривые перемагничивания $B(H)$ образцов стали Ст3, полученные на образцах, испытавших разную степень пластической деформации: $\varepsilon_{пл} = 0\%$; 0,5%; 2,1%; 6%; 8,4%; в исходном состоянии ($\varepsilon_{пл}=0$) все образцы были отожжены при 620°C в течение 2 часов.

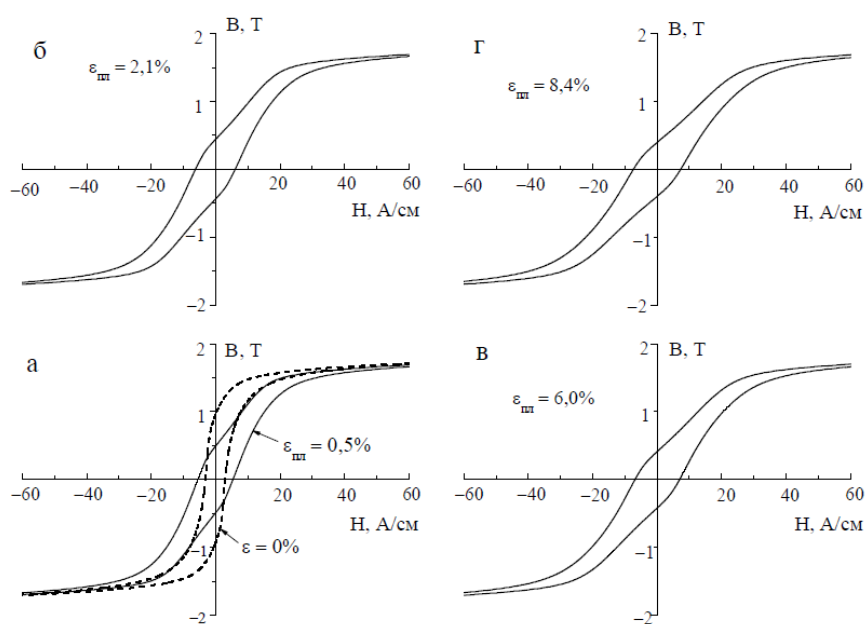


Рис. 1

На рис. 2 представлены зависимости $\mu_d(H)$ на нисходящей спинке петли гистерезиса, которые имеют два максимума: при $H = H_1 > 0$ (первый квадрант, где $\mu_d = \mu_{d1}$) и при $H = H_2 < 0$ (второй квадрант, где $\mu_d = \mu_{d2}$). С ростом $\varepsilon_{пл}$ значения μ_{d1} и μ_{d2} уменьшаются, а расстояния между ними $\Delta H = (H_1 - H_2)$ увеличиваются. Величина максимума μ_d во втором квадрате всегда больше, чем

в первом примерно в 1,7 раза. В таблице 1 приведены соответствующие данные для всех использованных нами значений $\varepsilon_{пл}$.

Таблица 1

$\varepsilon_{пл}, \%$	0	0,5	2,1	6,0	8,4
$H_c, \text{A/см}$	3,05	5,45	6,20	6,90	7,30
$M_r, \text{A/см}$	7550	3910	3505	3310	3155
$\mu_{d1}(H_1)$		515	455	385	370
$\mu_{d2}(H_2)$	5205	990	820	720	640
$H_1, \text{A/см}$		7,1	10,4	11,6	13,2
$H_2, \text{A/см}$	-2,6	-6,2	-8,6	-9,0	-9,4
$\sigma_i^m, \text{МПа}$	-83,5	-204,5	-262	-287	-292
$\sigma_i^*, \text{МПа}$		-66,0	-84,6	-92,7	-94,9
$H_\sigma^*, \text{A/см}$		-9,8	-12,6	-13,8	-14,1
$H_\sigma^m, \text{A/см}$	-12,4	-30,5	-39,1	-42,8	-43,6

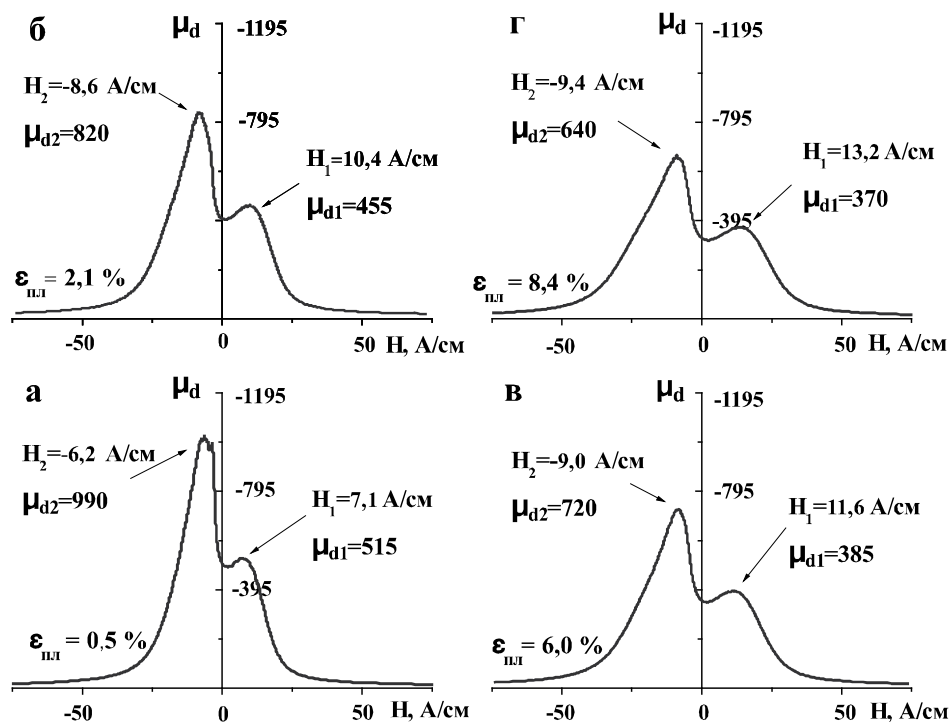


Рис. 2

Обсуждение полученных результатов

Для объяснения полученных выше экспериментальных результатов разработана теоретическая модель, учитывающая: 1) анизотропию модуля

Юнга; 2) вклад только большеугловых границ зерен в остаточные напряжения; 3) энергию ферромагнетика, представляющую собой сумму энергии магнитной анизотропии, магнитоупругой и энергии в поле H ; 4) анализ баланса энергий при необратимых переходах в ЛП и обратно с изменением поля; 5) все сказанное в пп. (2-4) с учетом конкуренции двух магнитных подсистем, магнитномягкой и магнитножесткой (см. выше). Далее будем рассматривать только нисходящую спинку петли гистерезиса. Два перегиба на ней определяют места пиков дифференциальной проницаемости. В случае второго перегиба необходимо учитывать конкуренцию двух магнитных подсистем : с 180° и 90° ДГ с резко различной магнитной жесткостью. При первом перегибе нужно учитывать только необратимые смещения 90° ДГ с небольшой добавкой обратимого вращения намагниченности, которое есть всегда.

Далее нас будет интересовать только интервал полей, в котором магнитная и магнитоупругая энергии одного порядка величины. Минимизируя сумму энергий магнитной анизотропии, магнитоупругой и магнитного поля по углам магнитного момента в данном зерне и учитывая малость параметров:

$$\frac{HM_S}{2K_1} \ll 1; \quad \frac{3\lambda_{100}\sigma_i}{2K_1} \ll 1; \quad \frac{3\lambda_{111}\sigma_i}{2K_1} \ll 1. \quad (2)$$

Найдем энергию, как функцию угла θ (между полем и легкой осью), справедливую с точностью до квадратом малых величин (2):

$$E(\theta) = E(H, \sigma_i) = -HM_S \cos\theta - H_\sigma M_S (\cos^2\theta - 1/3); \quad (3)$$

Необратимые переходы в ЛП(при $H>0$ на $+90^\circ$ из правой полусферы и на -90° из обратной фазы (левая полусфера)), а при $H<0$ на $+90^\circ$ и на 180° (из ЛП)) происходят, когда разности энергий (3) исходного и конечного состояний делаются отрицательными :

$$\Delta E(\theta_{\text{ЛП}} \pm 90^\circ) = -HM_S(\cos \theta_{\text{ЛП}} \pm \sin \theta_{\text{ЛП}}) - H_\sigma M_S \cos 2\theta_{\text{ЛП}} \leq 0. \quad (4)$$

Из (3,4) следует, что в состоянии остаточной намагниченности $M = M_R$ энергии магнитных моментов всегда ниже, чем в обратной фазе, в результате чего обратная фаза при $M=M_R$ должна исчезнуть полностью, перескочив в ЛП. Кроме того, из (4) и распределения магнитных моментов по единичной сфере

(см. [3]) можно легко посчитать соотношение объемов 90-градусных переходов из правой полусферы ($S_{\text{пр}}$) и из обратной фазы ($S_{\text{обр}}$): оно равно 1/1,67, что близко к наблюдаемому на опыте (см.рис.2).

Так как большие остаточные сжимающие напряжения в части зерен стали дают только большеугловые границы зерен, то нетрудно рассчитать то значение $\sigma_i = \sigma_i^*$, при котором происходит наибольшее число необратимых переходов 90 – градусных ДГ, и которое, следовательно, ответственно за максимум зависимости $\mu_d(H)$. При $\epsilon_{\text{пл}} = 8,4 \%$ значение $\sigma_i^*(\epsilon_{\text{пл}}) = -95$ МПа, что соответствует полю $H_\sigma^* = 14,1$ А/см.

Чтобы найти поля пиков $\mu_d(H)$ в области $H > 0$ учтем вклад обратимого вращения в общей зависимости $M(H)$ и получим $H_1 = 13,7$ А/см. В области $H < 0$ спинку петли гистерезиса приближенно заменим прямой χH (где $\chi \approx M_R/H_C$) и получим $H_2 = -8,9$ А/см. Оба эти значения H_1 и H_2 близки к наблюдаемым.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема «Диагностика», №01201463329).

Список литературы

1. Bulte D. P., Langman R. A. Origins of magneto-mechanical effect. - J. of Mag. And Magnetic Materials. – 2002. – V. 251. – P. 229–243.
2. Исследование причин существенных различий величин коэрцитивной силы, остаточной намагниченности и начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сталей в нагруженном и разгруженном состояниях при их пластическом растяжении / В. Г. Кулеев [и др.] // ФММ. – 2007. – Т.103. – № 2. – С. 136–146.
3. Кулеев В. Г. Оценка относительного количества остаточно сжатых зерен в сталях после их пластического растяжения по изменению их остаточной намагниченности // Дефектоскопия. – 2011. – № 7. – С. 12–21.